АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том 38 1992 Вып. 4

УДК 534.26

 В.Н. Алексеев, А.В. Римский-Корсаков, А.Г. Семенов

ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЗВУКА В ОКРЕСТНОСТИ ДВИЖУЩЕГОСЯ ТЕЛА

В работе представлены результаты теоретических исследований и физического анализа явлений, сопровождающих распространение звука в окрестности движущегося тела. Показано, что вдали от тела возможно заметное изменение параметров звукового поля по сравнению со случаем, когда расчет поля ведется без учета течений. В приближении геометрической акустики это объясняется образованием каустик, формируемых за счет фокусирующих свойств течений. Обобщена зависимость величины дополнительного набега фазы волны для локализованных течений с учетом частоты падающего звука и градиента скорости течений.

В последние годы особое внимание привлекают задачи, связанные с распространением звука в средах с течениями. Среди множества работ, посвященных прохождению звука через локализованные течения, упомянем здесь статьи [1–4] как наиболее близкие к нашей работе по математическому подходу и некоторым результатам. В работах [2–4] было рассмотрено рассеяние звука на вихревых структурах, возникающих в атмосфере и в океане, и расчетным путем на примере вихря Хилла было обнаружено, в частности, его фокусирующее действие. Практические задачи и настоятельная необходимость объяснения ряда конкретных экспериментов по рассеянию звука на движущихся телах привели нас также, еще в начале 80-х годов, к убеждению о возможном фокусирующем действии соответствующих течений. В настоящей работе кратко изложены некоторые неопубликованные результаты по рассеянию звука в окрестности движущихся тел, предложено объяснение ряда наблюдавшихся явлений и предпринята попытка адекватного математического описания особенностей распространения звука.

Будем считать, что тело достаточно больших размеров по сравнению с длиной звуковой волны движется в безграничной и однородной жидкости со скоростью $\dot{\mathbf{r}}_0$, много меньшей, чем скорость звука c в данной среде. В этом случае распространение звука будет описываться волновым уравнением следующего вида [1–5]:

$$\Delta p - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -2\rho\frac{\partial}{\partial x_k}\left(u_i\frac{\partial v_k}{\partial x_i}\right), \tag{1}$$

где p – акустическое давление, v – скорость в звуковой волне, ρ – невозмущенная плотность жидкости, а u – скорость течения жидкости в окрестности тела, вызванная его движением. Вид функции $\mathbf{u}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0(t))$ считается здесь известным. Уравнение (1) незамкнуто, поскольку содержит две независимые величины – p и $\mathbf{v}$. При условии, что $u \ll c$ и $u \ll \omega L$, где L – характерный размер тела, а ω – частота звука, можно показать, что звуковая скорость $\mathbf{v}$ связана с давлением p так же, как и в линейной акустике неподвижной среды, т.е. $i\omega\rho v_k = \partial p/\partial x_k$. Подставляя это значение скорости в уравнение (1), находим основное исходное уравнение

$$\Delta p - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \frac{2iu_i}{\omega}\frac{\partial}{\partial x_i}\Delta p + \frac{2i}{\omega}\frac{\partial u_i}{\partial x_k}\frac{\partial^2 p}{\partial x_i \partial x_k}, \tag{2}$$

которое, как показано в работе [6], справедливо с точностью до квадратичных членов по гидродинамическому числа Маха $M = u/c$.

Пусть теперь на тело падает плоская монохроматическая звуковая волна $p_0 \exp(ikz - i\omega t)$. Если пространственный масштаб изменения скорости гидродинамического течения, вызванного движением тела, равен $\mathbf{L}(L_x, L_y, L_z)$ и $kL \gg 1$, где $k = \omega/c$ – волновое число, то отклонение лучей звукового пучка от первоначального направления распространения звука невелико. В спектре рассеянных волн появляются тогда поперечные составляющие волнового числа $\kappa_\perp(\kappa_x, \kappa_y)$, значения которых обратно пропорциональны соответствующим масштабам L_x и L_y. При этом продольная составляющая волнового числа κ_z остается почти неизменной и приблизительно равной волновому числу $k = \omega/c$ т.е. $\kappa_z \simeq k$, а угол рефракции волны, пропорциональный $\kappa_\perp/k$, оказывается мал и по порядку величины равен $\simeq 1/kL$. Фактически это обстоятельство дает возможность применить при решении задачи лучевой метод или более строгий метод параболического уравнения [1]. Вводя добавочный эйконал $\Psi(\mathbf{r}, t)$ по формуле $p = \exp(ikz + \Psi)$ и проводя обычные в этих случаях преобразования, уравнение (2) сводится при упомянутых выше ограничениях и в рамках метода плавных возмущений к следующему параболическому уравнению:

$$2ik\frac{\partial\Psi}{\partial z} + \Delta_\perp\Psi = 2k^2\frac{u_z}{c} + 2\frac{k^2}{i\omega}\frac{\partial u_z}{\partial z}. \tag{3}$$

Здесь $\Delta_\perp$ – поперечный лапласиан, равный $\Delta_\perp = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$. Уравнение (3) соответствует обычному волновому уравнению (Гельмгольца) $(\Delta + k^2_{\text{эф}})p = 0$ с эффективным волновым числом, переменным в пространстве и во времени, которое оказывается равным $k_{\text{эф}} \simeq k[1 - u_z(\mathbf{r})/c - (1/i\omega)\,\partial u_z/\partial z]$. В силу малости гидродинамического числа Маха $M = u/c$ и параметра $u/(\omega L)$ правая часть уравнения мала и быстро спадает до нуля с увеличением расстояния $(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)$ от центра тела, расположенного в точке $\mathbf{r}_0$.

Эффекты, которые будут рассматриваться в настоящей работе, имеют место на больших расстояниях от тела, по порядку величины обратно пропорциональных числу M. Так же как и в теории распространения волн в случайно-неоднородных средах, малые возмущения могут приводить здесь к существенным изменениям характеристик волнового поля, но совершенно по другим причинам. В отличие от работ [2–4], связанных с рассмотрением рассеяния звука на вихре Хилла, уравнение (3) будем решать в два приема. Вначале найдем значение эйконала Ψ в окрестности тела при $z \sim z_0$, решая уравнение (3) с правой частью. Затем выделим контрольную поверхность $z = z_1$ справа от тела при $z_1 > z_0$ в области, где скорость $u_z(\mathbf{r})$ практически равна нулю, и решим уравнение, но уже без правой части. Однако в качестве начального распределения поля давлений возьмем теперь решение задачи, полученное на первом этапе и взятое при $z = z_1$. Такой способ решения задачи в математическом отношении хотя и не очень строг, но с физической точки зрения более нагляден.

Уравнение (3) представляет собой уравнение типа диффузии с заданным источником, и в общем случае его решение может быть записано прямо в квадратурах. Однако ввиду быстрого убывания амплитуды источника с удалением от тела, решение уравнения (3) вблизи контрольной поверхности $z = z_1$ находится еще проще. Сравнивая два члена, стоящие в левой части уравнения (3), находим, что по порядку величины первый из них равен $\simeq k\delta\Psi/(z - z_0)$, а второй оценивается как $\delta\Psi/L^2_{\min}$, где $L_{\min}$ – минимальный размер тела вдоль осей x и y. Отсюда следует, что на расстоянии $(z - z_0)$ от центра тела, удовлетворяющего неравенству $(z - z_0) \ll kL^2$, в уравнении (3) можно отбросить член с поперечным лапласианом и полностью пренебречь явлением поперечной диффузии волнового поля. Параболическое уравнение приобретает тогда вид обыкновенного линейного дифференциального уравнения первого порядка и его решение находится элементарным интегрированием по z:

$$\Psi = -ik\int_{-\infty}^{z} dz'\left(\frac{u_z}{c} + \frac{1}{i\omega}\frac{\partial u_z}{\partial z}\right). \tag{4}$$

При вычислении Ψ и его поперечных производных в точке $z = z_1$ и при условии, что $(z_1 - z_0) \gg L$, интегрирование в формуле (4) по z во многих случаях можно распространить до бесконечности ввиду относительно быстрого убывания функции u_z с удалением от центра движущегося тела. С физической точки зрения, выражение (4) представляет собой дополнительный набег фазы, приобретаемый волной при прохождении ею неоднородной области течения вблизи движущегося тела. Поскольку среда здесь движется, скорость звука в окрестности тела равна на c, а $c + u_z$. Тогда дополнительный набег фазы, равный $\int dlk(-\Delta c/c)$, действительно определяется интегралом типа (4). При этом ввиду малости отклонения луча от первоначального направления интегрирование в формуле (4) вдоль луча по dl заменено интегрированием по оси z.

Тут же отметим, что при потенциальном обтекании тела идеальной жидкостью интеграл (4) с расширенной, но односвязанной областью интегрирования обращается в нуль независимо от значения скорости вблизи тела. Этот факт находится, кстати, в соответствии с хорошо известным утверждением о том, что поворот лучей в однородной среде возможен только при вихревом характере течений [5]. Формально же обращение в нуль полного набега фазы Ψ является следствием того, что скорость жидкости u_z при потенциальном обтекании тела в окрестности его экваториальной плоскости $z \sim z_0$ меняет знак. В этой области дополнительный набег фазы становится отрицательным и при суммировании по всей длине луча от $-\infty$ до $+\infty$ он обращается точно в нуль. Однако известно, что частички среды вблизи тела движутся в реальной жидкости в одном направлении с телом, а на его границе скорости $\mathbf{u}$ и $\dot{\mathbf{r}}_0$ даже равны, поэтому учет вязкости среды приводит к тому, что набег фазы вдоль лучей, проходящих в непосредственной близости от тела, становится отличным от нуля, поскольку скорость u_z вдоль этих лучей знака уже не меняет. Кроме того, при отрывном характере течения жидкости происходит дополнительный набег фазы для лучей, проходящих через поверхности разрыва. Этот дополнительный набег Ψ описывается исключительно вторым слагаемым в формуле (4). Подобные аргументы об отличии реальных ситуаций от идеальных могут быть высказаны и с учетом фоновых течений в реальных средах. Обладающие ненулевой завихренностью эти течения в совокупности с потенциальными могут эффективно воздействовать на звук, особенно в области действия локализованных течений.

Поскольку число Маха M мало, дополнительный набег фазы (4) оказывается невелик. Однако возникшая зависимость Ψ от поперечных координат приводит к искажению первоначального плоского фронта распространяющейся волны, и хотя это искажение и невелико, но на больших расстояниях от тела оно может радикально изменить структуру волнового поля и сильно повлиять на его характеристики. Так, раскладывая выражение (4), взятое на границе контура тела при $\mathbf{r}_\perp = \rho_{\text{гр}}$ и $z = z_1$, в ряд Тейлора по поперечным координатам, находим, что с точностью до квадратичных членов эйконал Ψ может быть записан и так:

$$\Psi(\mathbf{r}_\perp, z_1) = \Psi(\rho_{\text{гр}}, z_1) + (\mathbf{r}_\perp - \rho_{\text{гр}})_i \frac{\partial \Psi}{\partial r_{\perp i}} + \frac{1}{2}(\mathbf{r}_\perp - \rho_{\text{гр}})_i^2 (\mathbf{r}_\perp - \rho_{\text{гр}})_k \frac{\partial^2 \Psi}{\partial r_{\perp i} \partial r_{\perp k}}. \tag{5}$$

Производные первого порядка от эйконала определяют здесь поперечные волновые числа рефрагированной волны, поскольку по их определению $\partial\Psi/\partial \mathbf{r}_\perp = i\kappa_\perp \simeq ik\mathbf{n}_\perp$, где $\mathbf{n}_\perp$ – угол поворота лучей [8]. Что касается производных второго порядка, то они определяют кривизну волновой поверхности и после приведения квадратичной формы (5) к главным осям выражаются через главные радиусы кривизны фронта следующим образом: $\partial^2\Psi/\partial r_{1,2}^2 = -ik/R_{1,2}$. Искажение фронта волны движущимся телом оказывается эквивалентным тому, что на пути распространения волны как бы образуется своего рода длиннофокусная линза. В зависимости от знака соответствующей компоненты скорости $\mathbf{u}$ происходит слабая дивергенция или конвергенция распространяющихся волн (пучка лучей). В последнем случае возможно образование вдали от тела каустик и в их окрестности, следовательно, может наблюдаться заметное усиление амплитуды распространяющейся волны.

Найдем теперь выражение для амплитуды акустического давления вдали от тела. Для этого либо воспользуемся принципом Гюйгенса, либо рассчитаем p с помощью однородного параболического уравнения, взяв в качестве начального распределения поля полученное выше решение $p = \exp(ikz + \Psi)$ при $z = z_1$ с эйконалом в форме (4). В конечном счете оба метода приводят к одному и тому же результату. В области $z > z_1$ правая часть уравнения (3) практически равна нулю и решение задачи, найденное с помощью однородного параболического уравнения, выглядит так:

$$p = \frac{ke^{ikz}}{2\pi i(z - z_1)} \int_S d^2 r'_\perp \exp\left[\frac{ik(\mathbf{r}_\perp - \mathbf{r}'_\perp)^2}{2(z - z_1)} + \Psi(\mathbf{r}'_\perp, z_1)\right]. \qquad (6)$$

При подстановке сюда конкретного значения эйконала Ψ интегрирование в (4), как говорилось уже выше, можно распространить от z_1 до бесконечности. Поскольку главный интерес представляет нахождение поля на значительных расстояниях от тела, замена длины $(z - z_1)$ на $(z - z_0)$ в формуле (6) и здесь не приводит к большой ошибке. Кроме того, интегрирование в формуле (6) по площади S в плоскости $z = z_1$ можно заменить интегрированием по внешней области проекции тела на плоскость $z = z_0$ $(\mathbf{r}_\perp = \boldsymbol{\rho}_{\text{гр}})$. Это допустимо потому, что в области $z_0 \leqslant z \leqslant z_1$ справедливо приближение геометрической акустики и отклонение лучей от их первоначального направления распространения невелико. Таким образом, условная координата z_1, определяющая положение контрольной плоскости $z = z_1$, из формулы (6) выпадает полностью и выражение (6) осуществляет в этом случае решение исходной задачи.

Для вычисления интеграла (6) необходимо знание конкретной зависимости $u_z(\mathbf{r}, t)$, но даже и в этом случае получение результата в аналитическом виде для тела производной формы представляется практически безнадежным делом, поэтому для выяснения общего поведения и оценки интересующей нас зависимости $p(z)$ воспользуемся приближенным представлением эйконала в форме (5). Для простоты приведем значение давления p на оси z, т.е. при $\mathbf{r}_\perp = 0$. Поскольку величины $\mathbf{n}_\perp$, $R_{1,2}$ и $\boldsymbol{\rho}_{\text{гр}}$ являются в общем случае сложными функциями от x и y, при выяснении общего характера поведения будем использовать для этих величин их максимальные или некоторые средние значения, которые будем считать постоянными и не зависящими друг от друга (n_x от n_y, R_1 от $R_2, \ldots$). Так, при интегрировании в формуле (6) по внешней области проекции тела на плоскость $z = z_0$ будем использовать в качестве $x_{\text{гр}}$ характерный размер тела L_x вдоль оси x при $y \simeq 0$, а в качестве $y_{\text{гр}}$ будем брать L_y – характерный размер тела вдоль оси y при $x \simeq 0$. При этом для полного угла поворота лучей n_x, который найдем с помощью формулы (4), будем использовать его значение, получающееся при $x \simeq L_x$ и $y \simeq 0$, а для угла поворота n_y – при $x \simeq 0$ и $y \simeq L_y$. Главные радиусы кривизны волновых поверхностей R_1 и R_2 будем считать также постоянными величинами, не зависящими от поперечных координат x и y. В этом случае двойной интеграл (6) расщепляется на произведение двух независимых и идентичных интеграла по x и y, каждый из которых может быть взят и представлен в аналитическом виде, выражаясь через специальные функции.

Таким образом, подставив в формулу (6) приближенное выражение для эйконала в форме (5) и используя сделанные выше предположения, получим для давления p на оси z следующую оценку:

$$p(z) \simeq 2 \prod_{k=1}^{2} \frac{\left[\frac{1}{2} - C(w_k^2)\right] + i\left[\frac{1}{2} - S(w_k^2)\right]}{\sqrt{1 - (z - z_0)/R_k}} \times$$

$$\times \exp\left[\Psi(\rho_{\text{гр}}) + \frac{ik(L_x^2 + L_y^2)}{2(z - z_0)} - iw_1^2 - iw_2^2\right]. \qquad (7)$$

Здесь $C(z)$ и $S(z)$ – интегралы Френеля [8], а безразмерные параметры w_1 и w_2 равны:

$$w_{1,2} = \sqrt{\frac{kL_{x,y}^2}{2(z - z_0)}} \; \frac{[1 + n_{x,y}(z - z_0)/L_{x,y}]}{\sqrt{1 - (z - z_0)/R_{1,2}}}. \qquad (8)$$

При отсутствии в жидкости течений фронт распространяющейся волны в окрестности покоящегося тела искажается лишь вследствие обычного явления дифракции волн. Кривизна же фронта падающей плоской волны в этом случае равна нулю, и, устремляя в формуле (7) радиусы кривизны R_1 и R_2 к бесконечности, получаются в пределе обычные формулы дифракции на теле конечного размера. В частности, на очень большом удалении от тела, там, где тень от тела вследствие дифракции исчезает полностью, амплитуда давления (7) стремится, как ей и положено, к единице. Это видно из того, что в этой области параметры w_1 и w_2 стремятся к нулю, а с ними обращаются в нуль и интегралы Френеля в формуле (7), поскольку в отсутствие течений эйконал Ψ тождественно равен нулю вместе со своими первыми производными, пропорциональными $\kappa_{x,y}$ и $R_{1,2}$.

Однако при наличии в жидкости течений, связанных с движением тела, в его окрестности происходит помимо дифракции дополнительное искривление фронта распространяющейся волны. В зависимости от знака скорости течения окружающей среды u_z возникает слабая, но регулярная конвергенция или дивергенция пучка лучей. При $u_z < 0$ кривизны оказываются положительными величинами $(1/R_{1,2} > 0)$, а знаки компонент вектора $\mathbf{n}_\perp$ ($n_{x,y} < 0$ при $x, y > 0$ и $n_{x,y} > 0$ при $x, y < 0$) соответствуют схождению лучей. При $u_z > 0$ происходит дополнительное расхождение лучей и приведенные неравенства заменяются на противоположные. При этом угол отклонения рефрагированных лучей, пропорциональный $n_x + L_x/(z - z_0)$, может быть в принципе как положительной, так и отрицательной величиной, так что и знак параметров w_1 и w_2 может быть произвольным. В этом случае из формулы (7) следует, что вдали от тела, там, где расстояние $z - z_0$ становится сравнимым с одним из радиусов кривизны волнового фронта R_1 или R_2, возможно заметное возрастание амплитуды давления. При этом из полученной формулы вытекает, что в области $(z - z_0) \to R_{1,2}$ при $[n_x + L_x/(z - z_0)] < 0$ амплитуда давления p стремится формально к бесконечности. Области аномально большого возрастания давления представляют собой в общем случае поверхности и в приближении геометрической акустики соответствуют каустикам.

Однако, как хорошо известно [8], при учете волновых свойств распространяющегося поля амплитуда давления p имеет на каустиках конечное значение и ведет себя на этих поверхностях и в их ближайшей окрестности как функция Эйри. Формально это следует из того, что на каустиках коэффициенты разложения при $r_\perp'^2$ в экспоненте подынтегрального выражения (6) обращаются в сумме в нуль. Но в этом случае при аккуратном вычислении интеграла необходимо учитывать уже кубические члены разложения по поперечным координатам x и y как в разложении функции Грина $(1/R)\exp(ikR)$ волнового уравнения, так и в эйконале Ψ. Кроме того, в реальных условиях угол полного отклонения лучей $n_x + L_x/(z - z_0)$ при $z - z_0 \simeq R$ является, за исключением специальных случаев, в основном положительной величиной, а, как следует из формулы (7), амплитуда давления p в этом случае оказывается при $(z - z_0) = R_{1,2}$ также конечной величиной.

Если скорость движения тела $\dot{z}_0$, а с ней и скорость течения окружающей жидкости u_z изменяются во времени периодическим образом с частотой Ω, то преломляющие свойства акустической линзы, образовавшейся около тела, также меняются во времени и с тем же периодом. При этом амплитуда акустического давления p в каждой точке пространства будет также изменяться от времени. Если частота Ω изменения скорости u_z много меньше акустической частоты ω, то в адиабатическом приближении выражение (7) для амплитуды давления p будет справедливо и в этом случае. Считая, что точка наблюдения z лежит вне ближайшей окрестности каустики и отношение $(z - z_0)/R$ мало, разложим выражение (7) в ряд по этому параметру. В этом случае оказывается, что изменение амплитуды p в зависимости от изменения скорости течения среды u_z (и соответственно от скорости движения тела $\dot{z}_0$) может быть представлено в такой форме

$$p(z, t) = P_0[1 - m(z, t)], \tag{9}$$

где P_0 – амплитуда акустического давления при рассеянии звука на неподвижном теле и в отсутствие течений в среде, а коэффициент модуляции m равен приближенно:

$$m \simeq \frac{1}{2} C(z - z_0) \int\limits_{-\infty}^{\infty} dz' \Delta_\perp \left(\frac{u_z}{c} + \frac{1}{i\omega} \frac{\partial u_z}{\partial z} \right). \tag{10}$$

Значение подынтегральной функции берется здесь на границе тела при $r_\perp = \rho_{\text{гр}}$ и $z = z_0$, а постоянная C равна примерно единице.

Полученные выше формулы допускают обобщение на случай падения на тело не плоской, а сферической волны. Пусть центр этой волны находится в начале системы координат, а движущееся тело с координатами $(0, 0, z_0)$ располагается на прямой, соединяющей начало координат с точкой наблюдения $(0, 0, z)$. При условии, что имеет место неравенство $kL^2/2z_0 \ll 1$, сферическую волну в окрестности тела при $z \cong z_0$ можно разложить в ряд Тейлора по этому малому параметру и представить ее в виде квазиплоской волны следующего вида:

$$(1/R)\, e^{ikR} \cong \frac{1}{z_0} \exp\left(\frac{ikr_\perp^2}{2z_0} \right) e^{ikz}. \tag{11}$$

В исходной расчетной формуле (6) появляются тогда два дополнительных множителя. Первый множитель $1/z_0$ учитывает естественную убыль амплитуды падающей на тело волны за счет ее сферической расходимости. Что касается второго, экспоненциального множителя $\exp(ikr_\perp^2/2z_0)$ в разложении (11), то его учет в формуле (6) приводит к тому, что длину $(z - z_0)$, стоящую в формулах (7) и (10) при кривизнах $1/R_1$ и $1/R_2$ необходимо заменить на эффективную длину $(z - z_0)z_0/z$. Таким образом, при падении на тело сферической волны модуль амплитуды давления p, соответствующей (7), может быть аппроксимирован вдали от тела и от каустик следующим выражением:

$$p(z) \cong \frac{1}{z} \prod_{k=1}^{2} \left(1 - \frac{z_0(z - z_0)}{zR_k}\right)^{-1/2}. \tag{12}$$

В заключение отметим, что, во-первых, как следует из формулы (4), рефракционные свойства акустической линзы, образовавшейся около движущегося тела, с понижением частоты звука ω усиливаются. Во-вторых, преломляющие свойства реальной среды определяются не только ее течением, возникшим в непосредственной близости от тела, но также и следом, образующимся позади тела в результате отрыва от него линий тока. При этом хорошо известно, что область отрывного течения может распространяться в глубину жидкости на большие расстояния (по сравнению с характерным размером тела), поэтому интеграл (4) в силу расширения области интегрирования может оказаться сравнимым или даже больше вычисленного вблизи тела. Кроме того, если тело движется в жидкости, в которой возможно возбуждение гидродинамических волн, например гравитационных, то добавочные течения среды, вызванные этими волнами, могут также вносить существенный вклад в эйконал (4). В практических случаях вклады в изменение звукового поля различных областей гидродинамических течений, вызванных движущимся телом, должны определяться численными расчетами.

Авторы искренне благодарят Миронова М.А., Рыбака С.А., Скворцова А.Т. за полезные советы, обсуждения и интерес к работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Головчаская А.Е., Лямшев Л.М., Скворцов А.Т.* Рассеяние звука потенциальными течениями // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 2. С. 368–370.
2. *Климов В.В., Прозоровский В.Л.* Рассеяние акустических волн на трехмерном вихре // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 1. С. 128–130.
3. *Климов В.В.* Влияние поля скорости вихря на распространение акустических волн // Акуст. журн. 1988. Т. 34. № 2. С. 261–266.
4. *Климов В.В.* Пространственное распределение поля в окрестности каустики, образующейся при рассеянии звука полем скорости вихря // Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 2. С. 277–284.

5. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика. М.: Наука, 1988.
6. *Годин О.А.* О волновом уравнении для звука в нестационарной движущейся среде // Акустика океанской среды. М.: Наука, 1989. С. 217–220.
7. *Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И.* Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. М.: Наука, 1978.
8. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория поля. М.: Наука, 1990.

Акустический институт
им. Н.Н. Андреева
Российской Академии наук

Поступила в редакцию
18.06.91

V.N. Alexeev, A.V. Rimsky-Korsakov, A.G. Semenov

SPECIAL FEATURES OF SOUND PROPAGATION IN THE VICINITY OF MOVING BODY

The results of theoretical studies concerning sound propagation in the vicinity of a moving body and their physical analysis are presented. The explanation of several specific processes are given in the framework of an approximate mathematical description. An additional phase gain is found out in the region of a localized fluid flow. It is shown also that sound propagation is governed presumably by the longitudinal component of a fluid flow velocity and its derivative. Therefore, one can ignore readily the transversal component in many practical situations. The formation of caustics is shown to be possible far from a moving body at distances of the order of the inverse Mach number even in isotropic media. The effect of additional convergence or divergence of sound rays by a fluid flow focusing action is increasing with distance and can become non-negligible in the diffracted field near the caustics mentioned above. The focusing action of a fluid lens formed near a moving body is shown to increase with the frequency decrease of a refracted sound field. The importance of taking into account of a moving body volume finiteness in calculations of sound propagation near a localized flow mentioned above is underlined also.